

# 低阻尼碰撞中粒子交换的 关联性和丰中子流

D. Schüll\* 沈文庆<sup>1)</sup> H. Freiesleben\*\*  
F. Busch\*\*\* D. Bangert\*\*\* F. Pühlhofer\*\*\*

## 摘 要

本工作以极好的  $Z$  和  $A$  分辨测量了  $5.9\text{MeV}/\text{核子}$  的  $^{129}\text{Xe}$  在  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{116}\text{Sn}$  靶上及  $5.8\text{MeV}/\text{核子}$  的  $^{136}\text{Xe}$  在  $^{56}\text{Fe}$  靶上引起的准弹和部分阻尼反应产生的类  $\text{Xe}$  产物的产额。发现质量分布和电荷分布的离散之间的关系取决于能量阻尼程度和系统。也得到了关联系数  $\rho$  和能量阻尼的关系。可能是关联系数  $\rho$  而不是量  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  才能正确反映质子和中子交换之间的关联程度。

大量的核子交换和较大的动能耗散是深部非弹性散射最突出的特征。人们从实验上和理论上都广泛地研究了能量耗散和核子交换之间的关系,发现在深部非弹反应中,大部份能量耗散是由和核子交换过程在相等时间尺度内发生的耗散机制产生的<sup>[1]</sup>。在这些条件下,能量耗散可作为研究核子交换过程的时钟。过去在大多数重离子反应的测量中仅测定了电荷分布。但是为了研究核子交换过程,特别是研究作为一个演变过程的质子和核子交换关联程度,必须同时有较好的  $Z$  和  $A$  分辨。三维微分截面  $\frac{d^3\sigma}{dAdZdE}$  将给出关于核子交换过程演变的较好的信息。

关于核子交换过程的一个有意义的课题是中子和质子交换的关联程度。关联系数可如下:

$$\sigma_A^2 = \langle(N+Z)^2\rangle - \langle(N+Z)\rangle^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2 + 2(\langle NZ\rangle - \langle N\rangle\langle Z\rangle)$$

$$\rho = \frac{\langle NZ\rangle - \langle N\rangle\langle Z\rangle}{\sigma_N\sigma_Z} = \frac{\sigma_A^2 - \sigma_Z^2 - \sigma_N^2}{2\sigma_N\sigma_Z} \quad (1)$$

$-1 \leq \rho \leq 1$ . 对完全关联的交换有:

$$\rho = 1, \quad \sigma_A^2/\sigma_Z^2 = \left(1 + \frac{dN}{dZ}\right)^2 \approx (A_c/Z_c)^2 \quad (2)$$

兰州近代物理研究所  
重离子研究中心,达姆施塔德  
德鲁尔大学,玻洪  
马堡大学,马堡  
文 1982年1月10日收到。

假如核子转移的几率和该核子是质子还是中子无关,对完全不关联的交换可以导出:

$$\rho = 0, \sigma_A^2/\sigma_Z^2 = A_c/Z_c \quad (3)$$

式中  $\frac{dN}{dZ}$  是  $N-Z$  平面上势能面谷的斜率,  $A_c$ 、 $Z_c$  是复合系统的质量和核电荷数. 因此有人把量  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  选作表示核子交换的中子和质子关联程度的量. 但是最近的实验数据表明  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  和能量耗散的关系对不同的系统和轰击能量有不同的趋向. 对 8.3MeV/核子的  $^{56}\text{Fe}$  轰击  $^{56}\text{Fe}$  和  $^{165}\text{Ho}$ <sup>[2]</sup>, 236MeV  $^{40}\text{Ar}$  轰击  $^{208}\text{Pb}$ <sup>[3]</sup>, 5.4MeV ~ 5.9MeV/核子  $^{208}\text{Pb}$  轰击  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ <sup>[4]</sup>, 当能量耗散从零增加到全阻尼时, 比值  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  由  $A_c/Z_c$  增加到  $(A_c/Z_c)^2$ . 对 8.3MeV/核子的  $^{56}\text{Fe}$  轰击  $^{209}\text{Bi}$ <sup>[2]</sup>, 当能量耗散增加时, 在小能损区  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  是下降的, 随后增加, 在全阻尼时达到  $(A_c/Z_c)^2$ . 对 900MeV  $^{132}\text{Xe}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ <sup>[5]</sup>, 1180MeV  $^{208}\text{Pb}$  轰击  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{148}\text{Sm}$ ,  $^{170}\text{Er}$ <sup>[6,7]</sup>, 随能量耗散的增加,  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  从很大的值下降到  $(A_c/Z_c)^2$ . 对 1280MeV  $^{208}\text{Pb}$  轰击  $^{110}\text{Pd}$  和  $^{44}\text{Zr}$ ,  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  保持为恒量  $(A_c/Z_c)^2$ . 以上这四种情况在强阻尼时都和公式(2)一致. 这说明了在强阻尼时, 质子和中子的交换达到了完全关联. 但是可以看出除了第一种情况外,  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  不能表示质子和中子交换关联程度随着相互作用时间变化而演变的过程. 在阻尼碰撞中显示出存在丰中子流的实验数据<sup>[5-7]</sup>, 在小的能量耗散时  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  特别大, 这是完全不能用公式(2)或(3)及量  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  来解释的. 因此根据式(1)由实验的  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_Z^2$ ,  $\sigma_N^2$  导出关联系数  $\rho$  对于理解核子交换关联程度的演变是很有意义的. 正如 J. Poitou 和 J. V. Kratz 等<sup>[5]</sup>指出的, 对 900MeV  $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$  体系, 当能量阻尼增大时,  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  从很大的值下降到  $(A_c/Z_c)^2$ , 但是  $\rho$  从 0 增加到 1, 表明中子和质子交换是从不关联向完全关联演变的. 小能量阻尼时很大的  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  只表明了中子交换比质子交换容易得多, 而并不反映中子和质子交换的关联程度. 另一方面实验结果<sup>[2,5-7]</sup>表明丰中子流现象强烈地取决于入射能量(轨道路径的效应)、能量耗散和系统(壳效应), 因此测量不同系统及不同的入射能量时出现的丰中子流是很重要的. 特别是注意在小能量耗散时的情况. 希望从这类研究中得出在靶和入射粒子相互作用的早期阶段核子交换的清楚的图象. 为了研究上述问题, 对四个不同的系统以很好的  $A$  和  $Z$  分辨测量了类弹碎片产额随激发能的变化关系. 从所得的  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_Z^2$ ,  $\sigma_N^2$  值导出了关联系数  $\rho$  和  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$ .

利用西德重离子研究中心的 UNILAC 加速器提供的 5.8MeV/核子  $^{136}\text{Xe}$  和 5.9MeV/核子  $^{129}\text{Xe}$  束流, 轰击了三个同位素自支撑靶  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  和  $^{116}\text{Sn}$ . 靶厚从  $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$  到  $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . 用带有飞行时间测量及  $\Delta E-E$  测量的西德重离子研究中心的磁谱仪分析了类弹碎片<sup>[8]</sup>. 在磁谱仪的入口处有一位置灵敏通道板, 它给出了起始信号及进入磁谱仪的入射角<sup>[9]</sup>. 后者将来用于软件对测量的类弹碎片的  $B\rho$  进行修正. 在焦平面的大面积闪烁箔给出停止讯号. 总的飞行距离是 6.4 米. 时间分辨为  $\Delta t/t = \frac{1}{400}$ . 焦平面探测器是一个大面积电离室, 它可测量  $\Delta E$ 、 $E$ , 从而决定  $Z$ , 同时它带有正比丝, 可给出在焦平面上的位置讯号从而定出  $B\rho$ . 对类 Xe 碎片的质量分辨  $m/\Delta m = 400 \sim 300$ ,  $Z$  分辨  $Z/\Delta Z = 90 \sim 80$ , 电荷态分辨  $Q/\Delta Q = 100$ . 为了同时测量几个主要的电荷态, 使用了小的色散. 在数据分析时分析了 6 个电荷态, 然后加上对电荷态分布的修正从而得到归一化的产额. 能量分辨大约是 5MeV ~ 10MeV. 高的质量分辨,  $Z$  分辨, 足够的能量分辨而且同时测量了几个主要的电荷态使我们得到类 Xe 碎片的  $Z$  和  $A$  值的可靠鉴定, 给出

核子转移的几率和该核子是质子还是中子无关,对完全不关联的交换可以导出:

式中  $N_i$  给出产物可以测量: 库仑1 库仑1 核子3 能区, 果一至完全并 个效应 图 先下降 是下降 在

为精确的  $\frac{d^3\sigma}{dAdZdE}$  数据. 但是这是类 Xe 碎片在退激发后的次级碎片的产额. 为了得到初级碎片的产额进行了蒸发中子修正 (对类 Xe 碎片发射带电粒子的几率可以忽略). 假设有效激发能根据质量在两个初级碎片中分配, 假设中子多重性分布是高斯分布, 其宽度和激发能无关, 对本文的系统 and 轰击能量, CASCADE 计算证明这个假设是对的<sup>[10]</sup>. 采用 Wapstra 和 Bos<sup>[11]</sup> 的质量表, 用相互作用的方法可得到平均中子多重性随次级类 Xe 碎片的激发能而变化的关系. 采用这样得到的中子多重性分布, 把测量的次级碎片的产额和能量转换成初级碎片的产额和质心系中的能量. 数据是选在比擦边角稍小一点的角度上取出的, 对 Xe 轰击 <sup>56</sup>Fe 是 14°, 对 Xe 轰击 <sup>116</sup>Sn, <sup>124</sup>Sn 是 32°, 狭缝张角  $\pm 1^\circ$ . 图 1 显示了对 <sup>129</sup>Xe + <sup>124</sup>Sn 系统实验测得的在不同总激发能范围内类 Xe 碎片产额在 *N-Z* 平面上的二维图.

图 2 显示了对 <sup>136</sup>Xe + <sup>56</sup>Fe, <sup>129</sup>Xe + <sup>124</sup>Sn 质量分布, 电荷分布和中子数分布的离散  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_Z^2$ ,  $\sigma_N^2$  作为总激发能函数的实验结果. 对 <sup>129</sup>Xe + <sup>56</sup>Fe, <sup>129</sup>Xe + <sup>116</sup>Sn 的曲线没有在这里画出, 但它们基本上和图 2 一样.  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_Z^2$ ,  $\sigma_N^2$  是由下述公式得到的:

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_i (x_i - \langle x \rangle)^2 c_i}{\sum_i c_i}$$

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i c_i}{\sum_i c_i} \quad (4)$$

中  $x$  表示  $A, Z$  或  $N$ ,  $c_i$  是质量分布 (或电荷分布或中子数分布) 上不同  $A_i$  值 (或  $Z_i$  或  $N_i$ ) 时的产额. 在高激发能时, 质量分布, 电荷分布和中子数分布是高斯型的. 上述计算出的离散和对分布进行高斯拟合得到的宽度是一致的. 在低激发能时, 有强烈的准弹物, 分布不再是高斯型的. 此时采用上述公式计算的离散值是较为合理的. 从  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_Z^2$  可以得到  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$ , 在图 3 中画出了  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  随总激发能变化的曲线. 根据式 (1); 从  $\sigma_A^2$ ,  $\sigma_N^2$  可以导出关联系数  $\rho$ , 图 4 中画出了  $\rho$  随总激发能变化的曲线. 必须指出我们仅分析了准弹和部份阻尼的数据, 对 Xe 轰击 Fe 仅  $E^* \leq 50$  MeV 时有实验数据, 超过 70 MeV 的有效入射能是 70 MeV; 对 Xe 轰击 Sn 仅对  $E^* \leq 60$  MeV 时有实验数据, 而超过 90 MeV 的有效入射能是 90 MeV (见表 1). 因此在图 4 中我们可以看出, 我们并没有达到交换完全关联的区域. 但是我们主要对反应的早期阶段感兴趣, 而且在我们的激发能区, 关联系数已增大到 0.5, 且有向着核子交换完全关联的倾向, 这是和别的实验的结果一致的<sup>[5]</sup>. 还应该指出, 在计算离散时, 在很小的激发能区, 由于能量分辨不够, 并没有排除掉弹性散射, 因此在图上可发现对小激发能离散很小. 当计算  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  及  $\rho$  时, 这部分应大部份被消去了.

图 3 显示了随总激发能增加对不同系统  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  有不同的变化倾向. 对 <sup>136</sup>Xe + <sup>56</sup>Fe,  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  先减小一些然后增加; 对 <sup>129</sup>Xe + <sup>56</sup>Fe 它是一直增加的; 对 <sup>129</sup>Xe + <sup>124</sup>Sn, <sup>129</sup>Xe + <sup>116</sup>Sn 它总的变化倾向是增加的, 尤其在小激发能时, 其值很高, 可达到 10, 比 (2) 式和 (3) 式预言的值都大得多. 图 4 表明对所有这四种反应系统, 关联系数都从 0 增加到约 0.5 以上. 这表明

随着相互作用时间的增加核子交换是从互不关联的向关联演变的。正如 J. Poitou 和 J. V. Kratz 等<sup>[5]</sup>指出的,关于中子和质子具有相等的转移几率的假设不成立。小激发能时大的  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  只表明中子交换比质子交换容易得多。可能是关联系数  $\rho$  而不是  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  才能反映中子和质子交换的关联程度。量  $\sigma_A^2/\sigma_Z^2$  仅表示中子交换比质子交换占优势的程度。我们可以看出在  $N-Z$  平面上类 Xe 产物的产额分布二维图(图 1),在小激发能时,分布好

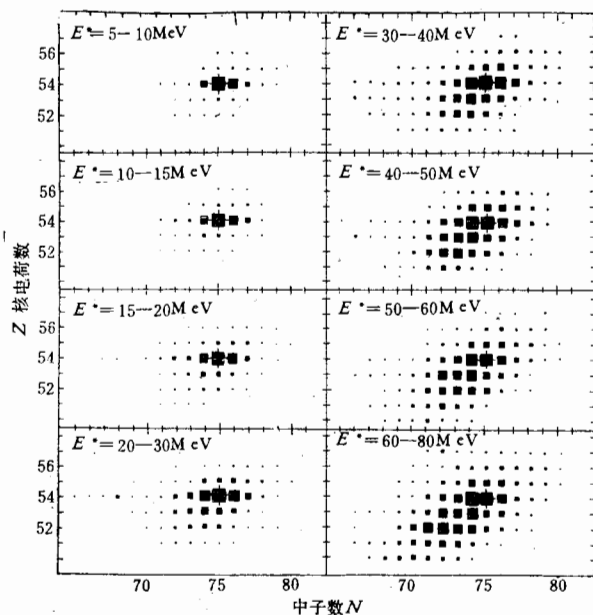


图 1  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  系统,  $E_{\text{lab}} = 775 \text{ MeV}$ ,  $\theta_{\text{lab}} = 32^\circ \pm 1^\circ$ , 得到的类 Xe 碎片相对产额随总激发能  $E^*$  在  $N-Z$  平面上的变化。

图中云块面积表示相对产额, + 表示入射道位置。

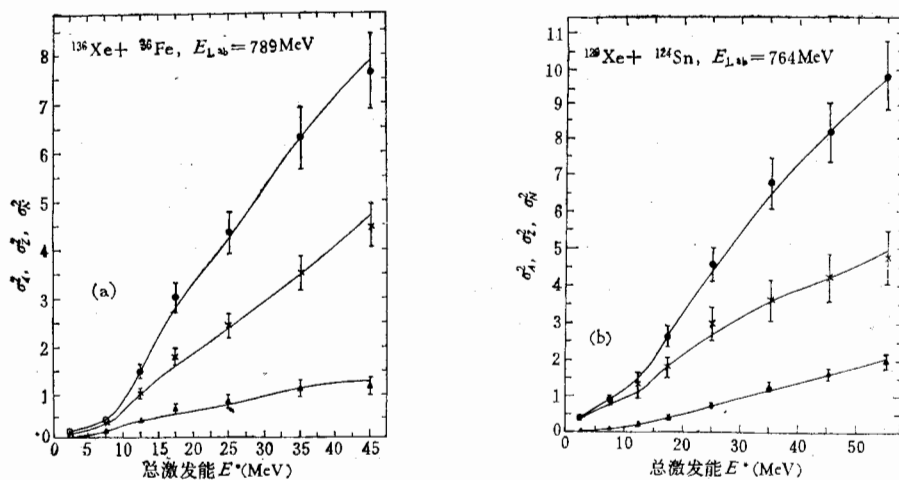


图 2 质量分布,电荷数分布和中子数分布的离散随总激发能变化的关系。

(a)  $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$  系统,  $E_{\text{lab}} = 789 \text{ MeV}$ ; (b)  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  系统,  $E_{\text{lab}} = 764 \text{ MeV}$ 。

图中符号的意义为:  $\bullet$ — $\sigma_A^2$ ,  $\times$ — $\sigma_N^2$ ,  $\blacktriangle$ — $\sigma_Z^2$ 。

象一  
的短  
着从

散。  
他们  
三个  
交换  
Xe +  
模型  
以部  
可能  
反应  
 $\Delta =$   
了丰

表 1 反应参数资料

系 统	$E_L(\text{MeV})$	$E_{cm}(\text{MeV})$	$V_{coul}(\text{MeV})$	$E_{cm}-V_{coul}(\text{MeV})$	$\frac{E_{cm}}{V_{coul}}$	$L_{gr}(\hbar)$	$(\theta_{gr})_{lab}$	$\theta_i(\text{exp})$
$^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$	789.3	230.2	157.0	73.2	1.47	151	$17.1^\circ$	$14^\circ$
$^{129}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$	759.0	229.8	158.5	71.3	1.45	146	$18.1^\circ$	$13.6^\circ$
$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	764.4	374.7	270.8	103.9	1.38	240	$33.7^\circ$	$32^\circ$
$^{129}\text{Xe} + ^{116}\text{Sn}$	765.7	362.5	273.6	88.9	1.32	216	$35.1^\circ$	$32^\circ$

象一个椭圆,其轴垂直于中子数 $N$ 及核电荷数 $Z$ 的轴,且平行于 $N$ 轴的长轴比平行于 $Z$ 轴的短轴长得多. 随激发能增加,分布变宽并转动,最后向着势能面谷的形状发展. 这意味着从不关联的核子交换向着关联的核子交换演变.

根据 Rehm 等<sup>[7]</sup>的观点, 丰中子流的现象强烈地取决于入射能、反应系统和能量耗散. Brosa 和 Gross<sup>[12]</sup> 认为转移质子比起转移中子来要多受一个库仑位垒的阻碍作用, 他们计算了中子(质子)转移几率为 50% 时的穿透距离  $d_n(d_p)$ . 采用硬摩擦模型<sup>[13]</sup>, 对三个反应系统<sup>[2,5,7]</sup>的动力学计算表明: 质子穿透距离  $d_p$  所相应的能量耗散刚好是中子交换比质子交换占的优势开始消失的能量耗散区. 对我们的反应系统同样的计算给出: Xe + Sn 系统是 40MeV, Xe + Fe 系统是 20MeV. 和图 3 比较可以发现对 Xe + Sn 系统模型预言是好的,但对 Xe + Fe 系统, 20MeV 是太大了. 但是不管怎样,丰中子流似乎可以部份地用质子交换受库仑力阻碍来解释. 当然靶和入射粒子在质子满壳或接近满壳时可能也是产生丰中子流的原因. 另一个可能的解释是中子皮效应<sup>[14]</sup>. 表 2 给出了我们的反应系统及发现了丰中子流现象的几个反应系统的中子和质子锐半径  $R_n, R_p$  和中子皮  $\Delta = R_n - R_p$ , 中子和质子穿透距离  $d_n, d_p$  及其差  $\Delta d = d_n - d_p$ . 我们可以看到对发现丰中子流的系统, 中子皮较厚,  $\Delta d$  也较大; 当然也可注意到靶或入射粒子处在质子满

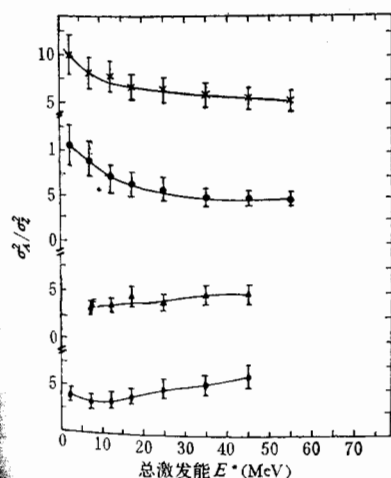


图 3 质量分布离散和电荷分布离散的比  $\sigma_1^2/\sigma_2^2$  随总激发能变化的关系.

$^{129}\text{Xe} + ^{116}\text{Sn}$  系统,  $\bullet$  —  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$  系统,  
 $^{129}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$  系统,  $\blacklozenge$  —  $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$  系统.

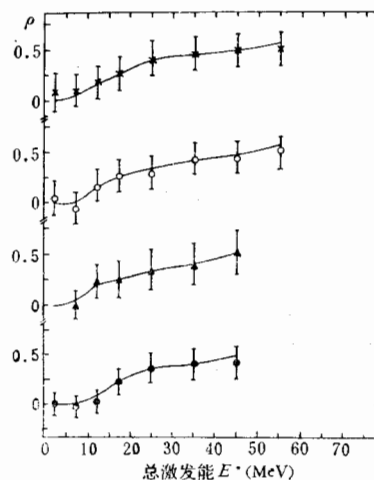


图 4 中子和质子交换的关联系数  $\rho$  随总激发能变化的关系.

$\times$  —  $^{129}\text{Xe} + ^{116}\text{Sn}$   $\circ$  —  $^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$   
 $\blacktriangle$  —  $^{129}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$   $\bullet$  —  $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$

表2 质子和中子的穿透距离及锐半径

系 统	$R_n(\text{fm})^+$	$R_p(\text{fm})^+$	$\Delta = R_n - R_p$ (fm)	$d_n(\text{fm})^{++}$	$d_p(\text{fm})^{++}$	$\frac{\Delta d = d_n - d_p}{\Delta}(\text{fm})$	$\frac{E_{cm}}{V_{coul}}$	$E_{cross}$ (MeV) $^{+++}$
$^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$	6.12+4.40	5.75+4.30	0.47	14.05	12.58	1.47	1.47	19
$^{129}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$	5.98+4.40	5.70+4.30	0.38	14.02	12.46	1.56	1.45	19
$^{129}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn}$	5.98+5.92	6.70+5.58	0.62	15.62	13.66	1.96	1.38	43
$^{129}\text{Xe} + ^{116}\text{Sn}$	5.98+5.74	5.70+5.51	0.51	15.45	13.59	1.86	1.32	39
$^{56}\text{Fe} + ^{209}\text{Bi}$	4.40+7.11	4.30+6.73	0.48	15.10	13.50	1.6	1.65	23
$^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$	6.04+6.96	5.72+6.60	0.68	16.6	14.7	1.9	1.35	40
$^{208}\text{Pb} + ^{110}\text{Pd}$	7.11+5.66	6.71+5.36	0.68	16.4	14.4	2.0	1.16	38

+  $R_p, R_n$  质子和中子锐半径,取自 [14].

++  $d_p, d_n$  质子和中子穿透距离,此时其转移几率为 50%.

+++  $E_{cross}$  中子交换相对于质子交换的优势失去时的能损值,据 [13] 计算.

壳或是和中子满壳比起来更接近质子满壳。因此中子皮和壳效应也可能是产生丰中子流的原因。当然我们应该注意到 K. E. Rehm 等<sup>[7]</sup>已经发现丰中子流现象强烈地取决于入射能,对同一系统  $^{208}\text{Pb} + ^{110}\text{Pd}$ , 在更高入射能时没有发现丰中子流现象。低入射能作为丰中子流产生的条件可能意味着仅在人射能较低时,由于二核的重叠小,中子皮或质子交换受库仑位的阻碍作用才会强烈表现出来,入射能高时最接近距离  $R_{min}$  在很小的能量耗散时已经小于  $R_n, R_p$  或许已经穿过中子皮了,从而不能表现出丰中子流现象。但是为了确定到底何种因素是造成丰中子流的主要因素还需要更多的实验数据。假如质子满壳是中子交换较容易的主要原因,那末可以设想对满中子壳层核在小激发能时质子交换可能将比中子交换占优势。假如质子交换受库仑阻碍是主要因素,则对上述系统还将是中子交换占优势。量  $R = (\sigma_n^2/\sigma_p^2)/(A_c/Z_c)$  可作为小激发能时到底是中子交换还是质子交换占优势的判据,若质子交换和中子交换几率相同则  $R = 1$ , 若中子交换占优势则  $R > 1$ , 若质子交换占优势则  $R < 1$ 。这类实验将会是很有趣的。

## 参 考 文 献

- [1] W. U. Schröder et al., *Physics Reports*, 45 No. 5 (1978), 301.
- [2] H. Breuer et al., *Physics Review Letters*, V43, No. 3 (1979), 191.
- [3] U. Arlt et al., International symposium on continuum spectra of heavy ion reactions San Antonio, Texas, December 3—5, (1979), p. 5.
- [4] U. Arlt et al., Jahresbericht. Frankfurt Universität, (1979), 7.
- [5] J. Poitou et al., *Nuclear Physics*, A357, No. 2(1981).
- [6] H. Essel et al., *Physics Letters*, 81B (1979), 161.
- [7] K. E. Rehm et al., *Lecture notes in Physics*, 117 (1980), 127.
- [8] F. Pühlhofer, The use of magnetic spectrometer in nuclear Physics. Proceedings of the Darmstadt bary study weekend. 10—11 March (1979), 10.
- [9] F. Busch et al., *Nuclear Instrument and Method* 171 (1980), 71.
- [10] F. Pühlhofer et al., *Nuclear Physics*, A280 (1977), 267.
- [11] A. H. Napstra and K. Bos, *Data Nucl. Data tables*, 19 (1977), 177.
- [12] U. Brosa, D. H. E. Gross, *Z. Phys.*, 298 (1980), 91.
- [13] D. H. E. Gross, H. Kalinowski, *Physics Report*, 45 (1978), 177.
- [14] W. D. Myers, *Droplet Model of Atomic Nuclei* (1977).

Yie  
produce  
ing  $^{56}\text{Fe}$   
relation  
depend  
relation  
the cor  
between

# THE CORRELATION AND UNCORRELATION NEUTRON EXCHANGE AND NEUTRON RICH FLOW IN DAMPED COLLISION

D. SCHÜLL

(*Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt FRG*)

SHEN WEN-QING

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

H. FREIESLEBEN

(*Institute für Experimentalphysik Ruhr-Universität, Bochum FRG*)

F. BUSCH

D. BANGERT

F. PÜHLHOFER

(*Fachbereich Physik, Universität Marburg, Marburg FRG*)

## ABSTRACT

Yields have been measured with good  $Z$  and  $A$  resolution for Xe-like fragments produced in quasielastic and partial damped reactions of 5.9 MeV/N  $^{129}\text{Xe}$  ion bombardment on  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{116}\text{Sn}$  targets and 5.8 MeV/N  $^{136}\text{Xe}$  ion bombarding  $^{56}\text{Fe}$  target. The relationship between the variance of the mass and charge distributions are found to depend on the degree of energy damping and the system. The relationship of the correlation coefficients  $\rho$  with the energy damping are also obtained. It is found that the correlation coefficient  $\rho$  is a better quantity to express the degree of correlation between neutron and proton exchange than  $\sigma^2_A/\sigma^2_Z$ .

子流  
于入  
作为  
子交  
能量耗  
是为了  
壳是  
可能  
是中子  
质子交  
列  $R >$

San A

e Dar